

Індуктивний трансформатор з двома котушками (рис. 4) характеризується такими параметрами:

L_1, L_2 — індуктивності 1-ї та 2-ї котушок; M — взаємна індуктивність котушок; r_1, r_2 — активні опори котушок; $k = M/\sqrt{L_1 L_2}$ — коефіцієнт зв'язку; $n = \sqrt{L_2/L_1}$ — коефіцієнт трансформації. Якщо $k = 1$, то n дорівнює відношенню кількості витків котушок.

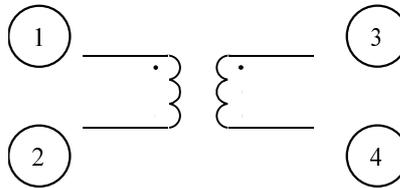


Рис. 3. Трансформатор

Y-матриця трансформатора має такий вигляд:

$$(Y) = \begin{pmatrix} - & -Y_1 & Y_M & -Y_M \\ -Y_1 & - & -Y_M & Y_M \\ Y_M & -Y_M & - & -Y_2 \\ -Y_M & Y_M & -Y_2 & - \end{pmatrix}, \quad (5)$$

де $Y_1 = \frac{1}{r_1 + r_2/n^2}$ у випадку безреактивного трансформатора; $Y_1 = \frac{-j}{\omega L_1(1 - k^2)}$ для безвратного реактивного трансформатора; $Y_2 = Y_1/n^2$; $Y_M = Y_1/n$.

621.315.592

О. Бурій, С. Мельник, С. Убізький, А. Матковський
Національний університет "Львівська політехніка"

МОДЕЛЮВАННЯ МІКРОЧІПОВОГО ЛАЗЕРА З ПАСИВНОЮ МОДУЛЯЦІЄЮ ДОБРОТНОСТІ НА ОСНОВІ ГЕНЕРУЮЧОГО СЕРЕДОВИЩА Yb:YAG

© Бурій О., Мельник С., Убізький С., Матковський А., 2004

Розглядається мікрочіповий лазер з пасивною модуляцією добротності на основі експериментально отриманих монокристалічних середовищ Yb:YAG. За допомогою числового моделювання процесу імпульсної генерації показано, що використання генеруючого середовища Yb:YAG порівняно з традиційним Nd:YAG, дає змогу отримати більші значення енергії в імпульсі.

The passively Q-switched microchip laser on the experimentally obtained crystalline media Yb:YAG is considered. As it is shown by means of the laser action numerical simulation, the usage of the Yb:YAG generating medium using allows to reach higher values of the laser pulse energy in comparison with traditional Nd:YAG one.

Вступ

Останніми роками монокристали, активовані ітербієм Yb^{3+} , і в першу чергу монокристали ітрій-алюмінієвого граната $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG), привернули увагу дослідників як вискоєфективні матеріали для побудови потужних хвилеводних [1–2] та дискових лазерів [3–5] з діодним накачуванням. Основними

перевагами іонів Yb^{3+} в лазерних активних середовищах порівняно з іонами Nd^{3+} є висока ефективність накачування, мале термічне навантаження, ширша смуга поглинання в області накачування, а також довший час життя на збудженому рівні та порівняно великий переріз випромінювального переходу. Перевагою іонів Yb^{3+} є також відсутність концентраційного гасіння за механізмом крос-релаксації між активними іонами і можливість збільшення концентрації ітербію в монокристалах YAG аж до повного заміщення іонів ітрію [6–7]. Ці переваги приводять до того, що довжина резонатора з монокристалу Yb:YAG в дискових лазерах може бути зменшена до ~ 200 мкм. З іншого боку, активні лазерні середовища завтовшки до кількох сотень мікрон успішно отримуються методом рідкофазної епітаксії (РФЕ) [8–10], що дає ряд переваг. Оскільки монокристали Yb:YAG , вирощені методом Чохральського, володіють неоднорідністю розподілу активатора в об'ємі [11], що спричинює погіршення якості генерованого променя та обмежує можливість збільшення потужності через неоднорідність температурного поля в генеруючому кристалі, то вирощування епітаксійних плівок Yb:YAG методом рідкофазної епітаксії може бути перспективним з огляду на те, що ця технологія дозволяє отримувати однорідні структурно досконалі монокристалічні плівки необхідної товщини і складу.

У цій роботі подано результати моделювання роботи мікрочіпового лазера з пасивною модуляцією добротності на основі генеруючого середовища з монокристалу або епітаксійної плівки Yb:YAG та шару модулятора з властивостями насичуваного поглинання на основі епітаксійної плівки $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$, які можуть бути використані як генеруюче середовище в мікрочіпових лазерах. Метою моделювання є порівняння характеристик оптимізованої системи мікрочіпового лазера на основі експериментально отриманих середовищ Yb:YAG з аналогічним лазером на основі генеруючого середовища Nd:YAG , який досліджувалися нами раніше [12, 13].

Генеруюче середовище

Для встановлення можливості використання епітаксійних плівок Yb:YAG як генеруючого середовища їх оптичні властивості порівнювалися з оптичними властивостями об'ємного монокристалу Yb:YAG . Епітаксійні плівки Yb:YAG завтовшки до 260 мкм були вирощені у Львівському НДІ матеріалів НВП “Карат” методом ізотермічної РФЕ з рівнем активації в межах 10–15 ат. % [9], а монокристал Yb:YAG з рівнем заміщення іонів ітрію активатором 10 ат. %, вирощений за методом Чохральського, був одержаний з Інституту лазерної фізики Гамбурзького університету.

Спектри оптичного поглинання та люмінесценції типової епітаксійної плівки Yb:YAG в діапазоні від 900 до 1000 нм порівняно з поглинанням монокристалу Yb:YAG (10%), вирощеного методом Чохральського, зображені на рис. 1, а та б, відповідно. Як видно з рис. 1, а, спектри поглинання епітаксійних плівок містять ті самі характерні смуги поглинання іонів Yb^{3+} , зокрема смуги 940 та 968 нм, в яких може бути здійснене накачування лазера, а їх положення та відносні інтенсивності у монокристалі та епітаксійній плівці збігаються. З іншого боку [9], у спектрах люмінесценції (рис. 1, б) спостерігаються відмінності між плівкою і кристалом. На короткохвильовому краю смуги свічення 1030 нм в усіх плівках спостерігається додаткове плече. Співвідношення інтенсивностей ліній свічення Yb^{3+} у плівках також відмінне від кристала. Менш інтенсивна смуга люмінесценції 1049 нм у плівках є помітно зміщена в бік коротких хвиль, тоді як положення генераційної смуги 1030 нм в плівках і в кристалі практично збігаються. Ці відмінності між спектрами люмінесценції епітаксійних плівок та монокристалу Yb:YAG можливо пояснюються відмінністю локального оточення іонів Yb^{3+} у плівках, які спричинені особливостями кристалізації плівок при рідкофазній епітаксії.

У кристалах ітрій-алюмінієвого граната YAG з малою концентрацією Yb^{3+} час життя в збудженому стані становить близько 1 мс [7], що приблизно в чотири рази більше від часу життя для іонів Nd^{3+} . Результати вимірювання часу згасання люмінесценції Yb^{3+} в епітаксійних плівках Yb:YAG [9] показали, що у кращих зразків час свічення становив більше за 950 мкс, що дуже близько до часу флюоресценції Yb^{3+} в монокристалах. З результатів цих вимірювань можна зробити висновок, що незалежно від виявлених відмінностей оптичних властивостей епітаксійних плівок від монокристалів, основні характеристики, що визначають їх придатність для лазерної генерації, є практично однаковими.

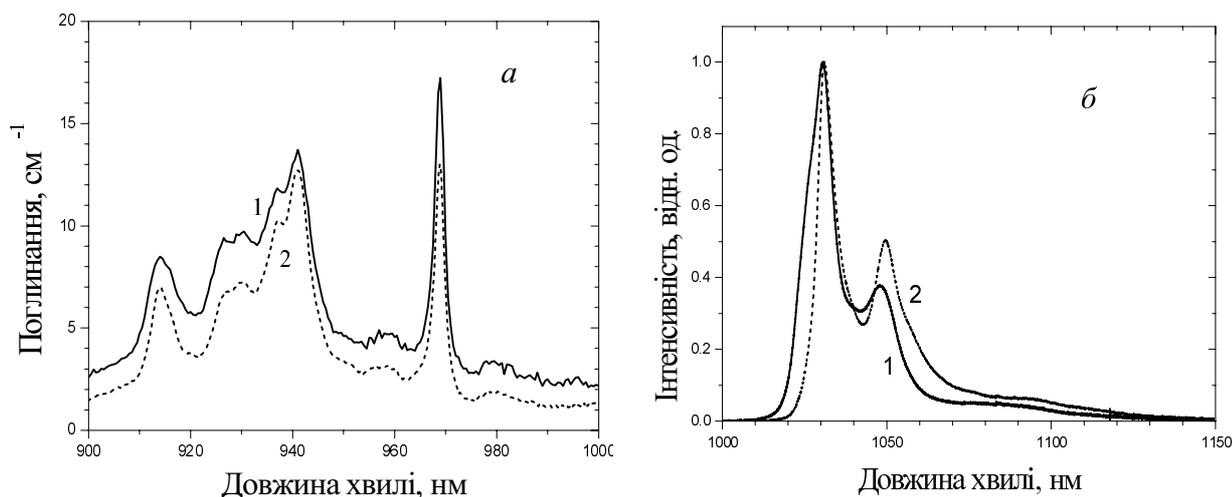


Рис. 1. Спектри оптичного поглинання (а) та люмінесценції Yb^{3+} (б) в епітаксійній плівці (1) та монокристалі (2) $Yb:YAG$ [9]

Моделювання роботи $Yb:YAG$ – лазера із пасивною модуляцією добротності

Ефективність використання як активного середовища для мікрочіпового лазера з модуляцією добротності кристала або плівки $Yb:YAG$ можна оцінити, порівнюючи результати числового моделювання лазерної генерації лазера на $Yb:YAG$ з аналогічними результатами для лазера на $Nd:YAG$. Як критерій ефективності розглядалося відношення енергій в імпульсах $Yb:YAG$ та $Nd:YAG$ -лазерів. Розрахунки проводилися на основі моделі Ксіао–Басса [13], що являє собою систему трьох швидкісних рівнянь, які описують динаміку процесів накопичення інверсії в активному середовищі, поглинання в абсорбері та генерації випромінювання,

$$\begin{cases} \frac{dn_a}{dt} = -n_a \frac{\sigma_a c_0}{V'} q - \frac{n_a}{\tau_{fa}} + W_p (n_{a0} - n_a), \\ \frac{dn_s}{dt} = -n_s \frac{\sigma_1 c_0}{V'} q + \frac{n_{s0} - n_s}{\tau_{fs}}, \\ \frac{dq}{dt} = (2n_a \sigma_a l_a - 2n_s \sigma_1 l_s - 2(n_{s0} - n_s) \sigma_2 l_s - L) \frac{q}{t_r} + \varepsilon \cdot (n_{a0} + n_{a0}) c_0 \sigma_a \frac{l_a}{l'}. \end{cases} \quad (1)$$

Тут $c_0 = 3 \cdot 10^8$ м/с, n_{a0} – концентрація іонів активатора, $n_{a0} \approx 26,6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ для Yb та $1,387 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ для Nd , n_{s0} – концентрація іонів Cr^{4+} , тут прийнято $n_{s0} \sim 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, n_a – інверсія заселеності у активному середовищі, n_s – заселеність основного рівня іона Cr^{4+} , σ_a – ефективний переріз лазерного переходу, для $Yb:YAG$ $\sigma_a = 2,0 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$, для $Nd:YAG$ $\sigma_a = 3,5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$, σ_1 , σ_2 – ефективні перерізи переходів між рівнями абсорбера, $\sigma_1 = 1,5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, $\sigma_2 = 1,0 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$, τ_{fa} – час життя на верхньому лазерному рівні, для Yb^{3+} $\tau_{fa} = 0,951$ мс, для Nd^{3+} – 0,23 мс, τ_{fs} – час життя на нижньому збудженому рівні іона Cr^{4+} , $\tau_{fs} = 3,5$ мкс, l_a – довжина активного середовища, l_s – товщина плівки $Cr^{4+}:YAG$, яка визначається з умови забезпечення досягнення максимального (при фіксованій швидкості накачування) рівня початкової інверсії n_{ai} ,

$$l_s = \frac{1}{2\sigma_s n_{s0}} \left(2\sigma_a l_a n_{ai} - L_i - \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \right),$$

$n_{ai} = \frac{\eta P_u}{V h \nu_n} \cdot \tau_{fa}$, P_u – потужність накачування, η – ККД накачування, V – об'єм області, що

поглинає випромінювання накачування, $V = l_a \cdot S$, де S – площа перерізу пучка накачування, ν_n – частота випромінювання накачування, $l' = n(l_a + l_s)$ – довжина резонатора, n – показник заломлення, $n = 1,823$ для $Yb:YAG$ та $1,816$ для $Nd:YAG$, $t_r = 2l'/c_0$ – час повного проходження

резонатора, W_p – швидкість накачування пов’язана із потужністю накачування співвідношенням $W_p = \frac{\eta P_n}{n_g V h \nu_n}$, де n_g – концентрація іонів активатора, що знаходяться в основному стані, $n_g \approx n_{a0} - n_a$, ϵ – безрозмірний коефіцієнт, що характеризує відносну потужність спонтанного випромінювання порівняно із вимушеним, $\epsilon = 10^{-13}$, V' – ефективний об’єм моди, $V' = (l'/l_a) V_a$, V_a – об’єм моди (при розрахунках прийнято $V_a \approx V$), $L = -\ln R_1 R_2 + L_i$ – загальні втрати, L_i – величина, що визначає втрати у матеріалі та дифракційні втрати за повний прохід резонатора, $L_i \approx 0,03$, R_1, R_2 – коефіцієнти відбивання глухого ($R_1 \approx 1$) та вихідного дзеркал відповідно, q – кількість фотонів в резонаторі, пов’язана із вихідною потужністю лазера виразом $P = \frac{h\nu}{t_r} \ln\left(\frac{1}{R_2}\right) q$, ν – частота випромінювання. Визначивши з (1) залежність $P = P(t)$ і виділивши в ній окремі імпульси, можна розрахувати енергію в імпульсі, $E = \int P(t) dt$. З метою порівняння вихідних характеристик Yb:YAG та Nd:YAG-лазерів, при розрахунках перерізи пучка накачування S , довжини активних середовищ l_a , концентрації іонів хрому в абсорбуючій плівці n_{s0} та ефективні потужності накачування ηP_n для обох лазерів вважалися однаковими. Розгляд добутку ηP_n як окремої величини – ефективної потужності накачування зумовлений тим, що ККД накачування η для кожного конкретного лазера визначається особливостями конструкції системи накачування. Оскільки для загальної оцінки ефективності Yb:YAG-лазера ці особливості не є суттєвими, параметри накачування – потужність та ККД доцільно задавати саме у вигляді вказаного добутку. При цьому фактично не враховується, що стоксівські втрати, що входять до η , для Nd:YAG та Yb:YAG-лазерів мають різні значення. Для Nd:YAG-лазера, що накачується на довжині хвилі 809 нм та випромінює на 1064 нм вони становлять $\sim 24\%$, для Yb:YAG, який накачується на 940 нм, та генерує на 1030 нм в $\sim 9\%$. Мале значення стоксівських втрат є додатковою перевагою Yb:YAG-активного середовища.

На рис. 2 подано результати розрахунків залежностей максимальної потужності та енергії в імпульсі від коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала R_2 для Yb:YAG та Nd:YAG-лазерів з такими значеннями параметрів: $S = \pi \cdot (0.05)^2 \text{ см}^2$, $l_a = 1 \text{ мм}$, $L_i = 0.03$, $\eta \cdot P_n = 0.5 \text{ Вт}$.

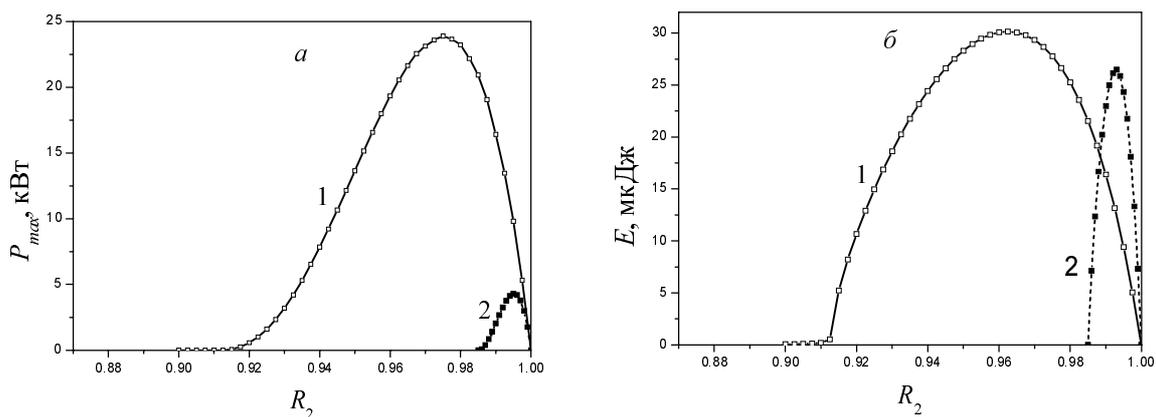


Рис. 2. Максимально досяжні пікова потужність імпульсу (а) та енергія (б) залежно від коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала R_2 для Nd:YAG (1) та Yb:YAG (2)

Як показують розрахунки, максимуми енергії та потужності для Yb:YAG реалізуються при більших значеннях коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала (рис. 2), що зумовлено порівняно низьким значенням показника підсилення $\alpha = \sigma_a \cdot n_a$ для кристала Yb:YAG. Велике значення енергії в імпульсі Yb:YAG-лазера зумовлюється високим гранично досяжним рівнем інверсії, що визна-

чається часом життя верхнього лазерного рівня τ_{fa} . В той же час більший переріз лазерного переходу для кристала Nd:YAG, а отже, і більша інтенсивність вимушених переходів між лазерними рівнями зумовлює меншу тривалість імпульсу $t_i = E/P_{max}$ для Nd:YAG-лазера (~ 1 нс для Nd:YAG та ~ 10 нс для Yb:YAG). При цьому тривалість імпульсу як для Nd:YAG, так і для Yb:YAG-лазера зменшується із зростанням коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала, що зумовлено більш ефективним зворотним зв'язком, який відповідає більшим значенням R_2 .

Збільшення потужності накачування веде до зростання потужності та енергії в імпульсі. Відповідні залежності зображено на рис. 3, де біля кожної з точок на графіках наведено значення коефіцієнта відбивання вихідного дзеркала R_2 , при якому пікова потужність та енергія є максимальними. Як видно з рисунків, збільшення потужності накачування веде до більш стрімкого зростання максимальних значень енергії для Yb:YAG-лазера. Отже, ефективність Yb:YAG-активних середовищ, порівняно із Nd:YAG, буде виявлятися за умови достатньо високої потужності накачування.

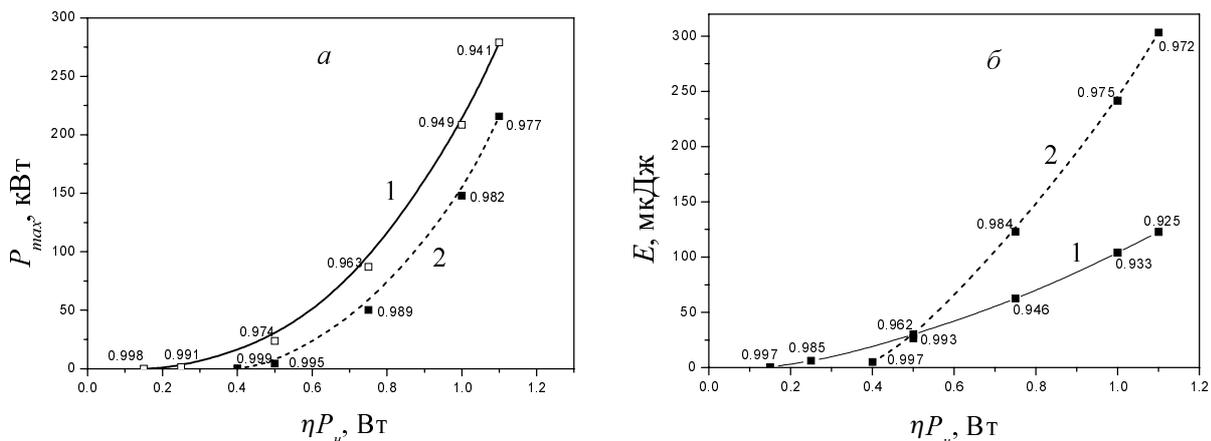


Рис. 3. Залежності максимальних значень пікової потужності (а) та енергії (б) в імпульсі від ефективної потужності накачування ηP_n для мікročіпових лазерів на основі Nd:YAG (1) та Yb:YAG (2)

Дослідження залежності максимальних значень енергії в імпульсі від довжини активного середовища l_a (в діапазоні 0,25–3 мм) не виявило суттєвих змін у значеннях цієї величини. Як для Yb:YAG, так і для Nd:YAG можливі зміни енергії не перевищують одиниць відсотків. Відсутність суттєвої залежності енергії від довжини активного середовища пов'язана із тим, що зміна, наприклад, збільшення, l_a приводить одночасно до зменшення густини потужності накачування $\eta \cdot P_n / S \cdot l_a$ та до зростання підсилення $\alpha \cdot l_a$ в активному середовищі.

Висновки

У роботі розглянуто можливість використання ітрій-алюмінієвого граната, легованого ітербієм, як активного середовища мікročіпового лазера. Показано, що оптичні властивості експериментально отриманих генеруючих середовищ на основі об'ємного монокристала Yb:YAG, вирощеного методом Чохральського, та епітаксійної плівки Yb:YAG, отриманої методом РФЕ, є практично однаковими.

За допомогою числового моделювання показано, що заміна в мікročіповому лазері з модуляцією добротності генеруючого середовища Nd:YAG на Yb:YAG приводить при достатньо високій ефективній потужності накачування (≥ 0.5 Вт) до збільшення енергії в імпульсі. Менше значення ефективного перерізу, а отже, і менша ефективність зворотного зв'язку призводить до більшої тривалості лазерного імпульсу порівняно з Nd:YAG-лазером.

Незначна залежність енергії в імпульсі від довжини генеруючого середовища дає змогу використовувати в якості останнього як об'ємні монокристали, так і епітаксійні плівки.

1. Pelenc D., Chambaz B., Chartier I., Ferrand B., Wyon C., Shepherd D.P., Hanna D.C., Large A.C., Tropper A.C. High slope efficiency and low threshold in a diode-pumped epitaxially grown Yb-YAG waveguide laser, *Optics Communications*. – 1995. – 115. – P. 491–497. 2. Shimokozono M., Sugimoto N., Tate A., Katoh Y., Tanno M., Fukuda S., Ryuoh T. Room-temperature operation of an Yb-doped $Gd_3Ga_5O_{12}$

burried channel waveguide laser at 1.025 μm wavelength, *Appl. Phys. Lett.* – 1996.– 68/16. – P. 2177–2179.

3. Giesen A., Hьgel H., VoЯ A., Wittig K., Brauch U. and Opower H. Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state-lasers, *Appl. Phys.* – 1994. – B 58. – P. 365–372.

4. Karszewski M., Brauch U., Contag K., Erhard S., Giesen A., Johansen I., Stewen C. and VoЯ A. 100 W TEM₀₀ operation of Yb:YAG thin disk laser with high efficiency, in *OSA Trends in Optics and Photonics, Advanced Solid State Lasers.* – 1998. – 19. – P. 296–299.

5. Erhard S., Giesen A., Karszewski M., Rupp T., Stewen C., Johansen I. and Contag K. Novel pump desighn of Yb:YAG thin disk laser for operation at room temperature with improved efficiency, in *OSA Trends in Optics and Photonics, Advanced Solid State Lasers.* – 1999. – 26. – P. 38–44.

6. Patel F.D., Honea E.C., Speth J., Payne S.A., Hutcheson R. and Equall R. Laser demonstration of Yb₃Al₅O₁₂ (YbAG) and materials properties of highly doped Yb:YAG, *IEEE J. Quantum Electronics.* – 2001. – 37/1. – 135 p.

7. Muller V., Peters V., Heumann E., Henke M., Petermann K. and Huber G. Growth, characterization and laser operation of Yb₃Al₅O₁₂ with nearly intrinsic Yb³⁺- fluorescence lifetime, *OSA Trends in Optics and Photonics, Advances in Solid State Lasers, Technical Digest.* – 2002. – 68. – P. MD4.

8. Ubizskii S.B., Syvorotka I.M., Melnyk S.S., Matkovskii A.O., Koczynski K., Mierczyk Z., Frukacz Z. Growth and characterization of YAG:Cr⁴⁺ epitaxial films // *Proc. SPIE. Solid State Crystals: Single Crystal Growth and Applications.* – 1999. – Vol. 3724. – P. 353–357.

9. Ubizskii S.B., Matkovskii A.O., Melnyk S.S., Syvorotka I.M., Mьller V., Peters V., Petermann K., Beyertt A., Giesen A. Epitaxial Yb:YAG films for disk lasers. – will be presented at *CLEO Europe 2003 Conference.*

10. Матковський А.О., Сыворотка І.М., Убізський С.Б., Мельник С.С., Вакув Н.М., Іжнин І.І. Микрочіпові лазери. – *Технологія і конструювання в електронній апаратурі.* – 2002. – № 3. – С. 15–21.

11. Dong J., Deng P., Xu J. The growth of Cr⁴⁺, Yb³⁺: yttrium aluminum garnet (YAG) crystal and its absorption spectra properties, *J. Crystal Growth.* – 1999. – 203. – P. 163–167.

12. Buryu O.A., Ubizskii S.B., Melnyk S.S., Matkovskii A.O. Simulation of the Nd:YAG microchip laser with the epitaxial YAG:Cr⁴⁺ Q-switching layer // *Proc. of the Third International Workshop on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling.* – Kharkiv. – 2001. – P. 126–129.

13. Бурій О.А., Мельник С.С., Убізський С.Б., Матковський А.О. Оптимізація мікрочіпового Nd:YAG лазера, що працює в режимі модульованої добротності // *Вісник Національного університету «Львівська політехніка».* – 2001 – № 430. – С. 26–31.

УДК 621.396.67

Є. Яковенко

Національний університет «Львівська політехніка»

ВЕРИФІКАЦІЯ МАТЕМАТИЧНОЇ МОДЕЛІ РОЗПОДІЛУ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ ЗОВНІШНІХ ДЖЕРЕЛ У ФАНТОМІ ЛЮДИНИ

© Яковенко Є., 2004

Наведено результати математичного моделювання розподілу електромагнітного поля мобільного радіотелефону у фантомі голови людини. Виконана експериментальна верифікація математичної моделі, побудованої з використанням методу моментів.

The results of mathematical modeling of mobile phone electromagnetic field distributed in human head phantom were presented. The experimental verification of mathematical model based on method of moment was carried out.

Вступ

Різке збільшення кількості абонентів мобільного зв'язку суттєво погіршило екологічну ситуацію в царині електромагнітного опромінювання. Останнім часом питання екологічної безпеки стало настільки актуальним, що з 2001 року сертифікація мобільних радіотелефонів за рівнем